2次元電子系の集団励起とヴィグナー結晶(「表面電子系の理論」報告,基研短期研究会)

福山, 秀敏

$$R = (1+W/\sigma)/(1+W/\sigma_0) \tag{14}$$

と表わせる。(13)式からわかる様に電場Fの増加につれ捕獲中心の複原力 σ_0 は減少し，$F > F_c \equiv V_0/e\ell R$ では電子は捕獲中心から解放される。即わち静止マサツ力はWigner 格子を平衡位置に持ちこたえる事ができなくなって，Wigner 格子の全体としての並進運動が起る。Wigner 格子のバネの力，W が σ_0 に比して大きければ $R\sim 1/C \gg 1$ であって，F_c は孤立不純物中心のイオン電場（$\sim V_0/e\ell$）よりはるかに小さい。実際 $V_0 \sim 1\,\mathrm{meV}$，$C\sim 10^{-2}$, $H\sim 100\,\mathrm{kG}$ とすれば，$F_c \sim 12.3\,\mathrm{V/cm}$ である。この値は $\sigma_{xx}=0$ の領域が消失するソース・ドレイン電圧の実験値と同程度である。

参　考　文　献

1) S. Kawaji and J. Wakabayashi, Proc. of Intern. Conf. on Electronic Properties of Quasi-Two-Dim. Systems (Surface Sci.) 及び本研究会報告

2) P. M. Platzman and H. Fukuyama, Phys. Rev. **B10** (1974) 3150.

2次元電子系の集団励起とヴィグナー結晶

東北大・理　　福　山　秀　敏

1. 最近の界面系での実験の進歩により，研究室でウィグナー結晶を観測する事を現実的な可能性として議論出来るようになった。気体と結晶の状態で最も性質が変化するのは集団励起である。この点に着目して集団励起スペクトルを外部磁場をパラメーターとして定め，更に不純物散乱がどのような影響を持つか，即ちピン止め，を微視的に議論した。又，最近の川路・若林両氏の実験[1)]に刺戟され，磁場によって結晶状態が誘起される条件をリンデマン則を用いて調べ，十分可能性があることを結論した。

2. $H=0$ の場合

i) 気体：集団励起はプラズマ振動であり，次式で決められる。

$$\varepsilon(q,\omega) = 1 + \frac{2\pi e^2}{q}\Pi(q,\omega) = 0$$

$q \to 0$ で $\omega(q) = (2\Pi n e^2 q/m)^{1/2}$ となる。即ち，$\omega \to 0$ $(q \to 0)$ であるために長波長領域では散乱の効果が大きい。緩和時間，平均自由行程を τ, ℓ とすると $\omega\tau \ll 1$，$q\ell \ll 1$ で $\pi(q,\omega)$ は拡散型になり，プラズマ振動は減衰モードとなる。

ii）結晶：調和近似での格子振動の計算は最初，Platzman と著者[2]により次いでMeissner[3] らによってなされた。プラズマ振動の他に横波 $\omega_t \propto q$ $(q \to 0)$ が存在する。結晶状態での散乱の効果も大きい。即ち，ピン止めが起る。これを微視的に扱うためにはグリーン函数が便利である。各電子の格子点からの変位を u_i として次式で定義する。

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(ij;i\omega_n) = \frac{1}{2}\int_{-\beta}^{\beta} d\tau\, \ell^{i\omega_n\tau} < T_\tau u_{i\mu}(\tau)\, u_{j\nu} >$$

ピン止めが弱いとして散乱ポテンシャルを次のように書く。

$$U = \sum_{i,s} \omega(r_i - R_s) \cong -\frac{1}{2}\sum_q e^{iq(R_i - R_s)}\omega_q(q \cdot u_i)^2$$

不純物の分布 $\{R_s\}$ が完全に乱雑であると仮定して，平均化されたグリーン函数として次式を得る。

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(k,i\omega_n)^{-1} = \mathcal{D}^0_{\mu\nu}(k,i\omega_n) - \Sigma(k,i\omega_n)$$

$$\Sigma_{xy}(0,0) = \Sigma_{yx}(0,0) = 0$$

$$\Sigma_{xx}(0,0) = \Sigma_{yy}(0,0) \equiv \sigma_0^2 > 0$$

一方，一様な電場に対する電気伝導率は

$$\sigma_{\mu\nu}(\omega) = i\omega e^2 \sum_{i,j} \mathcal{D}_{\mu\nu}(ij;\omega + i0)$$

$$= i\omega e^2 \mathcal{D}_{\mu\nu}(0, \omega + i0)$$

散乱がない場合はもちろん $\sigma_{\mu\nu}(\omega) = Ne^2/im\omega$ であり完全導体であるが，$\sigma_0 \neq 0$ では $\sigma_{\mu\mu}(0) = 0$ となり絶縁体的となる。即ち，格子がピン止めされる。しかし，$\omega \sim \sigma_0$ のところでマイクロ波の吸収が起る。

3. $H \neq 0$ の場合

この場合の格子振動の数値計算は著者[4]によってなされた。散乱の効果も $H = 0$ の場合と同様にとり扱われ，ピン止めが起ると結論された。[5] 但し，$\omega \to 0$ での格子振動は $\omega_c \gg \sigma_0$ の場合には減衰モードとはならない事が主張された。

4. 磁場による結晶化

変位の2乗平均 $\langle u^2 \rangle$ の磁場依存性を§3.の方法で計算し，リンデマン則を用いて結晶状態に対する相図を $T = 0$ で磁場 ,H,— 電子密度 ,n, の平面で描いた。仮りに，$H = 140$KG で転移が起るとして，n の函数としてリンデマン則のパラメーター $\delta_0^2 = \langle v^2 \rangle / b^2$ (b: 格子間隔) を評価し，$n \lesssim 3 \times 10^3\,cm^{-2}$ であれば十分結晶状態が可能であると結論した。不純物効果及び Hockney - Brown[6] の計算機実験を考慮すると上の n の評価はもう少し大きい可能性がある。

参 考 文 献

1. S. Kawaji and J. Wakabayashi, Surface Sci. (1976).
2. P. M. Platzman and H. Fukuyama, Phys. Rev. **B10** 3150 (1974).
3. G. Meissner, H. Namaizawa and Voos, Phys. Rev.
4. H. Fukuyama, Solid State Commun. **17** 1323 (1975).
5. H. Fukuyama, Surface Sci. (1976).
6. R. W. Hockney and T. R. Brown, J. Rhys. C. **8** 1813 (1975).